



УДК: 539.12

ИЗУЧЕНИЕ СВОЙСТВ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ЦЕНТРАЛЬНЫХ ($p, d, \alpha, {}^{12}\text{C}$) ${}^{12}\text{C}$ -СОУДАРЕНИЙ ПРИ ПЕРВЫЧНОМ ИМПУЛЬСЕ 4,2 ГэВ/с НА НУКЛОН

Рахматулла Бекмирзаев¹, Косим Олимов²,
Уктам Шеркулов³, Дилноза Ахмедова³

¹Джизакский государственный
педагогический университет, Джизак.

²Физика –технический институт, АН РУз,
Республики Узбекистан, Ташкент.

³Навоийский государственный университет,
Наваи.

bekmirzaev@mail.ru

Аннотация В работе представлены экспериментальные результаты по центральным $p^{12}\text{C}$ -, $d^{12}\text{C}$ -, $\alpha^{12}\text{C}$ - и ${}^{12}\text{C}^{12}\text{C}$ -соударениям при импульсе ядра-снаряда 4,2 ГэВ/с на нуклон, и изучена влияние центральности столкновений кинематическим характеристикам вторичных $\pi^\pm$ -мезонов и протонов в этих взаимодействиях. В качестве степени центральности соударения принять параметр Q . Свойства образование пионов и протонов проанализировано в разных интервалах импульсов. Экспериментальные результаты сравнены с теоретическими расчетами модели FRITIOF. Показано, что расчеты по модели FRITIOF удовлетворительно согласуется с результатами эксперимента.

Ключевые слова: столкновение, протон, пион, импульс, центральность, модель, испарение, фрагментация, неупругий.

Abstract The paper presents experimental results on central $p^{12}\text{C}$ -, $d^{12}\text{C}$ -, $\alpha^{12}\text{C}$ - and ${}^{12}\text{C}^{12}\text{C}$ -collisions at a projectile nucleus pulse of 4.2 GeV/s

per nucleon, and the influence of collision centrality on the kinematic characteristics of secondary $\pi^\pm$ mesons and protons in these interactions is studied. Take the Q parameter as the degree of centrality of the collision. The properties of the formation of pions and protons were analyzed in different pulse intervals. The experimental results are compared with the theoretical calculations of the FRITIOF model. It is shown that the calculations based on the FRITIOF model are in satisfactory agreement with the experimental results.

Key words: *interaction, proton, pion, momentum, centrality, model, evaporation, fragmentation, inelastic.*

Введение

Взаимодействие адронов и ядер высоких энергий с ядром-мишенью позволяют осуществлять многонуклонные столкновения и изучить их свойств. Первые работы по исследованию характеристик вторичных частиц в центральных ядро-ядерных взаимодействиях было начато ещё в работах [1-3]. В этих работах за степень центральности $^{12}\text{C}^{12}\text{C}$ – взаимодействий принято число протонов n_p , участвующих во взаимодействии. Изменяя атомные веса сталкивающихся ядер, можно в широком интервале варьировать число участвующих во взаимодействии нуклонов. Другим методом получения больше множественности вторичных частиц в событии является способ уменьшения прицельного параметра столкновения b . В экспериментах определить b невозможно. Поэтому разработана много способов для уменьшения b , используя коррелированность прицельного параметра от число разных вторичных частиц. Это связана прежде всего с поиском эффектов многонуклонных взаимодействий, коллективных свойств ядерной материи,

проявлений кварковых степеней свободы и т.д. Экспериментальные обнаружения подобного рода эффектов невозможно без детального изучения характеристик вторичных частиц во взаимодействиях. Особенный интерес представляет вторичные протоны и $p^\pm$ - мезоны, которые характеризуют динамику процесса столкновения ядер высоких энергий.

В представляемой работе для определения степени центральности столкновений был взят «net» заряд Q : для $p^{12}C$ -взаимодействий $Q = n_+ - n_- - n_p^{исп}$, где n_+ и n_- - число однозарядных положительных и отрицательных частиц в событии, $n_p^{исп}$ – число испарительных протонов; для остальных соударений $Q = n_+ - n_- - n_p^s - n_t^s$, где n_p^s и n_t^s – число протонов стриппингов из ядра снаряда и из ядра мишени, соответственно. Для n_p^s принято частицы-спектаторы с $3 \leq P \leq 5.4$ ГэВ/с и углом вылета $\theta < 3^\circ$. Спектаторными протонами из ядра-мишени считались протоны с импульсом $P < 0,3$ ГэВ/с. Экспериментальные данные сравнены с предсказаниями модели FRITIOF [4, 5], адаптированный к промежуточным энергиям (ниже 10 ГэВ).

Методика получение и анализ экспериментальных данных

Для обработки использован материал, полученный на двухметровой пропановой пузырьковой камере ЛВЭ ОИЯИ, помещенной в магнитное поле с напряженностью 1,5 Тл и облученной в пучке ядер дейтрона, гелия и углерода с импульсом 4,2 АГэВ/с на синхрофазотроне ОИЯИ. Выделение событий неупругого взаимодействия налетающих ядер с ядром углерода а также введение поправок на число вторичных частиц и их импульсные и угловые

характеристики подробно описаны в [6-7]. Все отрицательные частицы с импульсом $P > 70$ МэВ/с, за исключением идентифицированных электронов, считались π^- - мезонами.

Восстановление импульсов частиц с длиной проекции треков в рабочем объеме камеры $l < 4$ см проводилось следующим образом. Были построены импульсные спектры частиц (отдельно для протонов, π^- и π^+ -мезонов) с длиной проекции треков больше 4 см, разбивая их на 18 гистограмм по их углу вылета θ ($0 \leq \theta \leq 180^\circ$) в лабораторной системе с шириной углового интервала $\Delta\theta = 10^\circ$. Далее, в соответствии с измеренным углом вылета частиц (протона, π^- или π^+ -мезона), длина проекции треков у которых меньше 4 см, случайным образом разыгрывался значение их импульса по той или иной импульсной гистограмме.

Среди существующих теоретических моделей наиболее апробированным считается приближение Глаубера-Ситенко [5], которое позволяет рассчитывать полное, упругое и неупругое сечения. Его трактовка в рамках реджеонного подхода, иногда называемая приближением Глаубера-Грибова, позволяет находить сечения взаимодействий с различным числом внутриядерных нуклонов. Поэтому модель, используемая для анализа экспериментальных данных, должна включать глауберовское приближение. Кроме того модель должна допускать широкую вариацию предполагаемой физической картины взаимодействий. Этим требованиям удовлетворяет модель FRITIOF [4-5].

Модель FRITIOF учитывает глауберовские приближение. В использованном нами варианте программы FRITIOF корректно учитываются ферми-движение нуклонов в ядрах и особенности двух

частичных распадов возбужденных нуклонов, что позволяет снизить порог ее применимости до энергии 4 ГэВ на нуклон. При исследовании ядро-ядерных взаимодействий весьма полезной характеристикой оказывается нетто-заряд («net»-заряд) Q вторичных частиц. В однонуклонных взаимодействиях пределы изменения Q строго фиксировано. В случае ядерной мишени, все события, имеющие значения Q вне разрешенной области для однонуклонных соударений, будет соответствовать таким случаям, когда во взаимодействии участвуют два и более нуклонов ядра, т.е. многонуклонные взаимодействия. В дополнение, среди событий с $0 \leq Q \leq 2$ или $-2 \leq Q \leq 0$ имеется примесь от многонуклонных взаимодействий, которые можно исключить, требуя, чтобы в событии имеется только один идентифицированный протон, вылетающий в любом направлении (вследствие ферми-движения). Надо отметить, что доля однонуклонных соударений не зависит от первичной энергии.

Множественность вторичных частиц в $p^{12}\text{C}$ - и $d^{12}\text{C}$ -столкновениях

Зависимости средних множественностей заряженных пионов и протонов, образованных в $p^{12}\text{C}$ - и $d^{12}\text{C}$ -столкновениях от параметра Q приведены в таблицах 1 и 2. Теоретические данные получены по результатам расчетов модели FRITIOF с учетом Δ -изобар (нижняя строка- FRT.).

Таблица 1.

Q	1	2	3	4	5	6	Все события
$N_{\text{собр. эксп}}$	1968	2816	1325	452	135	38	6736
FRT	28457	37635	16675	95551	5166	2516	100000

<n±>, ЭКСП	2.73±.008	3.16±.02	4.69±.04	5.73±.07	6.72±.12	7.60±.20	3.61±. 02
FRT	2.15±.008	2.93±0,007	4.59±.014	6.01±.02	6.97±.02	7.71±.03	3.63±.007
<n(π)>, ЭКСП	.52±.013	.32±.007	.42±.016	.48±.03	.43±.05	.36±.07	.41±.006
FRT	.48±.004	.32±.003	.42±.005	.45±.006	.45±.01	.46±.01	.41±.002
<n(π⁺)>, ЭКСП	.42±.010	.66±.008	.96±.020	1.22±.04	1.40±0.08	1.58±.16	.71±.008
FRT	.38±.003	.66±.004	.79±0,006	.87±.008	.89±.01	0.93±.02	.64±.002
<n _p (yч)>, ЭКСП	1.05±.015	1.74±.010	2.53±.024	3.22±0.04	4.02±.09	5.10±.18	1.86±.011
FRT	1.09±.005	1.66±.004	2.62±.007	3.54±.01	4.46±.02	5.75±.03	2.08±.005
<n _p (yч)>, ЭКСП	.24±.009	.58±.009	1.21±.023	1.84±.05	2.61±.10	3.39±.21	.75±0,008
.3<p<.75, FRT	.18±.002	.45±.003	1.22±.007	2.03±.01	2.89±.02	4.17±.03	.85±0,005
<n _p (yч)>, ЭКСП	.59±.021	.74±.018	.66±.026	.57±.04	.47±.06	.56±.11	.67±0,011
p>1.4, FRT	.21±.006	.79±.004	.71±.006	.62±.01	.54±.01	.44±.01	.74±0,002
<n _p (yч)>, ЭКСП	.73±0,021	.43±.011	.78±0,028	.82±.04	.87±.03	.56±.08	.64±.008
.15<p<.3, FRT	.21±.004	.28±.003	.76±.009	1.15±.01	1.16±.01	.57±.01	.48±.004
<n _p (yч)>, ЭКСП	5.3±.02	.49±.01	3.15±.03	2.22±.05	1.15±.01	.11±.15	4.20±.01
P<.15, FRT	5.80±.00	4.72±0,003	3.26±0,008	1.89±.01	.94±.01	.21±.01	4.20±.008

Таблица 2.

Q	1	2	3	4	5	6	7	Все события
---	---	---	---	---	---	---	---	----------------

$N_{\text{собр. эксп.}}$ FRT	1864 2684	2124 2836	1474 1821	886 1292	452 798	206 442	66 127	7071 10000
$\langle n_{\pm} \rangle$, эксп. FRT	1.43±0.01 1.46±0.01	2.32±.05 2.39±.05	3.53±0.06 3.64±0.06	5.01±.0 3 5.21±.0 3	6.02±.0 2 6.14±.0 2	7.2±.02 7.6±.02	8.43±.0 1 8.65±.0 1	3.36±.02 3.48±.02
$\langle n_{\Pi} \rangle$, эксп. FRT	0.49±.02 0.52±.02	0.50±.02 0.58±.02	0.85±0.01 0.94±0.01	0.91±.0 1 0.99±.0 1	1.11±.0 1 1.20±.0 1	1.21±.0 1 1.33±.0 1	1.39±.0 1 1.47±.0 1	0.63±.01 0.69±.01
$\langle n_{\Pi}^+ \rangle$, эксп. FRT	0.55±.02 0.58±.02	0.58±.02 0.62±.02	1.61±.02 1.68±.02	1.88±.0 1 1.97±.0 1	2.09±.0 1 2.18±.0 1	2.15±.0 1 2.38±.0 1	2.26±.0 1 2.38±.0 1	0.64±.01 0.74±.01
$\langle n_p \text{ (уч)} \rangle$, эксп. FRT	0.32±.02 0.38±.02	0.83±.01 0.93±.01	1.39±.01 1.44±.01	2.01±.0 1 2.09±.0 1	2.56±.0 1 2.64±.0 1	2.99±.0 1 3.12±.0 1	3.90±.0 1 3.96±.0 1	1.12±.01 1.19±.01
$\langle n_p \text{ (уч)} \rangle$, эксп. .3<p≤.75, FRT	0.26±.01 0.38±.01	0.54±.01 0.66±.01	0.88±.01 0.98±.01	1.34±.0 1 1.44±.0 1	1.68±.0 1 1.87±.0 1	1.93±.0 1 2.15±.0 1	2.84±.0 1 3.12±.0 1	0.74±.01 0.90±.01
$\langle n_p \text{ (уч)} \rangle$, эксп. P>1.4, FRT	0.54±.02 0.61±.02	0.48±.02 0.55±.02	0.53±.02 0.63±.02	0.58±.0 2 0.64±.0 2	0.52±.0 2 0.62±.0 2	0.67±.0 2 0.75±.0 2	0.49±.0 2 0.58±.0 2	0.55±.02 0.67±.02
$\langle n_p \rangle$ исп, эксп. .15<p≤.3, FRT	0.21±.02 0.24±.02	0.41±.02 0.51±.02	0.66±.02 0.72±.02	0.99±.0 1 0.92±.0 1	1.17±.0 1 1.13±.0 1	1.52±.0 1 1.60±.0 1	1.26±.0 1 1.34±.0 1	0.55±.02 0.62±.02
$\langle n_p \text{ исп} \rangle$ p<.15, FRT	3.72±.03 3.88±.03	2.26±.02 2.34±.02	1.05±.02 1.16±.02	0.23±.0 2 0.30±.0 2	0.16±.0 2 0.21±.0 2	0.09±.0 1 0.13±.0 2	0.06±.0 2 0.11±.0 2	0.01±.004 0.02±.004

Наибольшее число заряженных частиц, зарегистрированных в $p^{12}\text{C}$ -взаимодействиях достигает 13, π^+ и π^- -мезонов - 4, а число протонов-участников - 8 (с учетом перезарядок $p \rightarrow n$ и $n \rightarrow p$). Число анализируемых $p^{12}\text{C}$ -событий и средние множественности вторичных частиц для всех $p^{12}\text{C}$ -взаимодействий и для шести групп событий с различной степенью центральности, определяемой величиной Q , представлены в таблице 1. Отсюда видно, что периферические взаимодействия ($Q \leq 2$) составляет более 70% всех неупругих $p^{12}\text{C}$ -соударений.

Для наиболее центральных ($Q \leq 4$) мала и составляют всего несколько процентов. Как следствие этого все $p^{12}\text{C}$ -взаимодействия характеризуются средним числом протонов-участников, $\langle n_p^{уч} \rangle$, меньшим двух. Средняя множественность π^+ -мезонов, $\langle \pi^+ \rangle$, существенно превышает $\langle \pi^- \rangle$, что типично для взаимодействий протонов с симметричным ядрами $N_p = N_n$.

Как видно из табл.1, в $p^{12}\text{C}$ -взаимодействиях средние множественности π^+ и π^- -мезонов превышают соответствующие множественности в протон-нуклонных (pN) соударениях ($\langle n(\pi^-) \rangle_{pN} = 0,31$, а $\langle n(\pi^+) \rangle_{pN} = 0,51$ в нормировке на полное сечение pN-взаимодействий, σ_{pN}^{tot}). Сравнение средних множественностей пионов в $p^{12}\text{C}$ и pN-соударениях позволяет вывод о том, что $\sim 30\%$ π^- -мезонов и $\sim 40\%$ π^+ -мезонов образуются во вторичных взаимодействиях в ядре углерода.

Число $d^{12}\text{C}$ -событий характеризуется средним числом протонов-участников:

$\langle n_p(уч) \rangle = 1,11 \pm 0,01$. Причины этого является малость число непериферических столкновений. Средняя множественность

заряженных пионов почти одинаково (Табл.1) и это свойственно симметричности ядра мишени ^{12}C .

Средняя множественность протонов-участников почти на 25% превышает средней множественности протонов с импульсом $P > 1,4$ ГэВ/с. Это свидетельствует об относительно меньшем образовании Δ -изобаров в $d^{12}\text{C}$ -взаимодействиях [9-10].

Из зависимости средних множественностей от величины Q видно, что при переходе от периферических взаимодействий к центральным взаимодействиям, значительно возрастают средние множественности всех рассматриваемых вторичных заряженных частиц (табл.2). Особенно, множественное образование π^- -мезонов заметно зависит от величины степени центральности. Средние множественности положительных и отрицательных пионов для всех $d^{12}\text{C}$ -событий почти одинаково: $\langle n_{\pi^-} \rangle = 0,63 \pm 0,01$ и $\langle n_{\pi^+} \rangle = 0,64 \pm 0,01$. Для событий с $Q \geq 3$ множественное образование π^+ -мезонов, в пределах ошибок, постоянно. Разницу в множественностях π^+ и π^- -мезонов с увеличением степени центральности можно объяснить если учитывать, что сечение реакции $pp \rightarrow p\pi\pi^+$ σ_1 при импульсе 4,2 ГэВ/с превышает сечение реакции $pn \rightarrow p\pi\pi^-$ σ_2 в три раза. Дейтрон можно рассматривать как очень слабо связанную протон-нейтронную систему (удельная энергия связи 1,11 МэВ) относительно энергии взаимодействия. Поэтому можно предполагать, что каждый нуклон дейтрона в отдельности взаимодействует с ядром углерода. С уменьшением импульса первичного протона в ходе взаимодействия с ядром углерода эти превышения увеличивается (σ_1 существенно возрастает, а σ_2 медленно убывает). Таким образом может быть объяснена различная зависимость $\langle n_{\pi^-} \rangle$ и $\langle n_{\pi^+} \rangle$ от Q .

Рассмотрим влияние степени центральности $d^{12}\text{C}$ -взаимодействий на средние множественности медленных протонов-фрагментов мишени ($0,3 \leq P \leq 0,75$ ГэВ/с). При этом наименьшее значение $\langle n_p \rangle$ наблюдается в событиях $Q=1$ (табл.1), которые как указывалось выше, в основном представляет собой результат взаимодействия протона из снаряда с нейтроном ядра углерода. По мере увеличения Q множественность мишенных протонов возрастает, т.е. все больше число нуклонов ядра углерода вовлекается в процесс взаимодействия. При этом, естественно, уменьшается множественность испарительных протонов, в частности, множественность протонов с импульсом $P < 0,15$ ГэВ/с сильно падает. Множественность мишенных протонов с $P > 0,75$ ГэВ/с, число которых определяется из соотношения $\langle n_p(\text{уч}) \rangle - \langle n_p(\text{уч}) \rangle_{0,3 < p \leq 0,75} - \langle n_p(\text{уч}) \rangle_{P > 1,4}$ тоже возрастает с увеличением Q . Это происходит благодаря увеличению доли мишенных протонов, получивших большую передачу импульса при соударении с налетающим протоном. Средняя множественность лидирующих протонов около $0,40 \pm 0,01$.

Кинематические характеристики заряженных адронов в ($p, d, \alpha, ^{12}\text{C}$) ^{12}C -взаимодействиях при импульсе $P=4,2$ ГэВ/с на нуклон.

Изучены зависимости средних значений импульсов $\langle p \rangle$, поперечных импульсов $\langle p_t \rangle$, полярных углов $\langle \theta \rangle$ и быстрот $\langle u \rangle$ π^- мезонов от параметра Q .

Анализ показывают, что уменьшение средних импульсов π^- и π^+ -мезонов с возрастанием степени центральности $p^{12}\text{C}$ -, $d^{12}\text{C}$ -, $\alpha^{12}\text{C}$ - и $^{12}\text{C}^{12}\text{C}$ -взаимодействий, что подтверждает сделанный выше вывод о

роли вторичных взаимодействий в ядре-мишени. С увеличением массы ядра-снаряда вклад вторичных взаимодействий в статистику вторичных частиц уменьшается, о чем свидетельствует приближение значения средних импульсов π^- -мезонов при максимальных Q к p_π при $Q=1,2$. В результате в $^{12}\text{C}^{12}\text{C}$ -соударениях средние импульсы π^- -мезонов практически не зависят от Q . Для средних углов вылета π^- -мезонов наблюдается обратная зависимость от A по сравнению с $\langle p_\pi \rangle$. Наименьшие значения θ_π обнаружены при малых Q для всех $A^{12}\text{C}$ -взаимодействий. В $p^{12}\text{C}$ -, $d^{12}\text{C}$ -, $\alpha^{12}\text{C}$ -соударениях по мере увеличения Q средние величины $\langle \theta_{\pi^-} \rangle$ и $\langle \theta_{\pi^+} \rangle$ мезонов возрастают в $p^{12}\text{C}$ -, $d^{12}\text{C}$ -, $\alpha^{12}\text{C}$ -соударениях. В $^{12}\text{C}^{12}\text{C}$ -взаимодействиях $\langle \theta_{\pi^\pm} \rangle$, как и $\langle \theta_{p^\pm} \rangle$, от Q практически не зависят.

Такая корреляция между средними импульсами π^- -мезонов и их средним углом вылета приводит к слабой зависимости от параметра Q в средних поперечных импульсах π^- -мезонов для всех изучаемых нами $A^{12}\text{C}$ -взаимодействий. Для $\langle p_t \rangle$ π^+ -мезонов отмечен слабый ($\sim 10\%$) рост с увеличением параметра Q . Подавляющее большинство π^- -мезонов имеют поперечный импульс до $0,5$ ГэВ/с, тем не менее жесткие соударения, приводящие к образованию π^- -мезонов с большим p_t ($0,5-1$ ГэВ/с), имеют место в рассматриваемых взаимодействиях. Периферических $p^{12}\text{C}$ -, $d^{12}\text{C}$ -, $\alpha^{12}\text{C}$ -столкновениях ($Q < 2$) π^- -мезоны образуются преимущественно в центральной области быстрот ($y=1-1,1$). По мере увеличения параметра соударения происходит смещение $\langle y \rangle$ в области меньших значений, видимо, за счет π^- -мезонов, образованные во вторичных нуклон-нуклонных соударениях (это явно видно для $p^{12}\text{C}$ -соударений). В $^{12}\text{C}^{12}\text{C}$ -соударениях и $\langle y_{\pi^-} \rangle$ и $\langle y_{\pi^+} \rangle$ практически не зависят от Q .

Влияние степени центральности $A^{12}\text{C}$ -соударений на кинематические характеристики протонов-участников показывает, что, изменения $\langle p \rangle$, $\langle p_t \rangle$, $\langle \theta \rangle$, $\langle y \rangle$ протонов-участников с возрастанием Q . В $p^{12}\text{C}$ -, $d^{12}\text{C}$ -, $\alpha^{12}\text{C}$ -соударениях средний импульс протонов-участников убывает по мере перехода от периферических к более центральным взаимодействиям. С увеличением массы ядра-снаряда степень (скорость) убывания уменьшается, так как A уменьшается доля протонов-участников из мишени в полном числе протонов-участников. Об этом свидетельствует возрастание среднего импульса протонов-участников при всех значениях Q при переходе от $p^{12}\text{C}$ - к $^{12}\text{C}^{12}\text{C}$ -взаимодействиям. В $d^{12}\text{C}$ - [10], $\alpha^{12}\text{C}$ -и $^{12}\text{C}^{12}\text{C}$ -соударениях при $Q < 2$, где преобладают nn - и np -взаимодействия, средняя множественность протонов-участников имеет минимальное значение. $^{12}\text{C}^{12}\text{C}$ -взаимодействия выделяются постоянством p_t протонов-участников в интервале $Q > 2$. Не изменяются и импульсные распределения. Средние углы вылета протонов-участников в $p^{12}\text{C}$ -, $d^{12}\text{C}$ -, $\alpha^{12}\text{C}$ -столкновениях соответственно возрастают с увеличением степени центральности практически в той же степени, как и убывают средние импульсы протонов-участников. В $^{12}\text{C}^{12}\text{C}$ -соударениях, как и следовало ожидать, при $Q < 2$ наблюдаются наибольшие углы вылета протонов-участников. Область $Q > 2$ характеризуется постоянством $\langle \theta \rangle$ протонов-участников. В распределениях $\langle p_t \rangle$ протонов-участников по Q наблюдается увеличение среднего поперечного импульса с увеличением параметра соударения сталкивающихся ядер – слабое $\sim 10\%$ в $p^{12}\text{C}$ -, $d^{12}\text{C}$ -взаимодействиях, и более сильное в $\alpha^{12}\text{C}$ -и $^{12}\text{C}^{12}\text{C}$ -взаимодействиях, т.е. имеет место заметная зависимость p_t протонов-участников от массы ядра-снаряда [9-10].

Влияние Q и A на быстротные характеристики протонов-участников показывает, что, в периферических соударениях распределения $\langle y \rangle$ протонов-участников имеют симметричную двухпиковую структуру. С увеличением Q в $p^{12}\text{C}$ -, $d^{12}\text{C}$ -, $\alpha^{12}\text{C}$ -взаимодействиях симметрия нарушается, $\langle y \rangle$ смещается в мишенную область. При малых Q , в $^{12}\text{C}^{12}\text{C}$ -взаимодействиях наблюдается двухпиковая структура (до $Q < 6$). А при больших значениях параметра соударения наблюдается плато.

Заключение

- В $p^{12}\text{C}$ -, $d^{12}\text{C}$ -, $\alpha^{12}\text{C}$ - и $^{12}\text{C}^{12}\text{C}$ -взаимодействиях значительную долю составляют периферические соударения $Q < 6$. Это доля уменьшается по мере увеличения атомного веса ядра: от 73% в $p\text{C}$ - до 33% в $^{12}\text{C}^{12}\text{C}$ -взаимодействиях. С увеличением степени центральности соударений все больше нуклонов из ядра-снаряда и ядра-мишени вовлекается в процесс взаимодействия, что приводит к увеличению числа π -мезонов в событии. Растет вероятность возбуждения ядра-мишени, что проявляется в увеличении множественности испарительных протонов. В периферических взаимодействиях ($Q < 2$) $\langle n(\pi^-) \rangle > \langle n(\pi^+) \rangle$, в событиях с $Q > 2$ ситуация обратная в соответствии с сечениями соответствующих NN-взаимодействий.
- В $p^{12}\text{C}$ -событиях значительный вклад в $\langle n(\pi^-) \rangle$ (30%) и $\langle n(\pi^+) \rangle$ (40%) дают вторичные взаимодействия, а в $d^{12}\text{C}$ -событиях он составляет 20%, в $\alpha^{12}\text{C}$ - 7%. Для $^{12}\text{C}^{12}\text{C}$ -соударений такую оценку сделать трудно. $^{12}\text{C}^{12}\text{C}$ -события отличаются от других изучаемых взаимодействий постоянством отношения $\langle n(\pi^-) \rangle / \langle n(p) \rangle$ при всех Q , а $\langle n(\pi^+) \rangle / \langle n(p) \rangle$ при $Q > 1$.

- Поведение кинематических характеристик вторичных частиц в $p^{12}\text{C}$ -, $d^{12}\text{C}$ - и $\alpha^{12}\text{C}$ -события, так же как и их множественность, может быть объяснено вкладом вторичных взаимодействий, тогда как для объяснения характеристик $^{12}\text{C}^{12}\text{C}$ -взаимодействий нужно учитывать коллективные эффекты.

Литература

1. Агакишиев Г.Н. и др. ЯФ, 1987, т.45, с.1373.
2. Simic L. et al. –Phys. Rev. D, 1986, v.34, P.692.
3. Simic L. et al. –Phys. Rev. C, 1988, v.37, P.2064.
4. Uzhinskii V.V. Preprint JINR E2-96-192, Dubna. 1996.
5. R.T.Glauber, in Lectures in Theoretical Physics. Ed.W.E.Brittin et al., v.1 (Interscience Publishes, N.Y.,1959).
6. Bondarenko A.I. et al. – Phys. Atom. Nucl. 65, 90 (2002).
7. Olimov Kh.K. Iqbal A., Hasseb M.Q., Lutpullayev S.L., Yuldashev B.S. – Physical Review C. – American Physical Society (USA), 2015. – Vol.92, N.2 – id024909. –16 p.
8. Olimov Kh.K., Olimov K., Gulamov K.G., Olimov A.K., Lutpullayev S.L., Yuldashev B.S., Hasseb M.Q. –International Journal of Modern Physics E.- World Scientific (Singapore), 2015. – Vol.24, N.10-id.1550070-9 p.
9. R.N.Bekmirzaev, M.U.Sultanov, and S.K.Yuldashev. –Nucleon Physics of Atomic Nuclei, 2022, Vol. 85, No. 6, p.p. 1011–1016.
10. R.Bekmirzaev et al., LXXIV international conference. NUCLEUS-2024. Fundamental problems and applications. Dubna, Russia, 1–5 July 2024.